

激光与光电子学进展

压缩态光场及其应用研究进展

秦忠忠¹, 王美红¹, 马荣^{1,2}, 苏晓龙^{1*}

¹山西大学量子光学与光量子器件国家重点实验室, 光电研究所, 极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006;

²山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

摘要 1981年, Caves教授首次提出“压缩态”的概念, 并指出利用压缩态光场可以提高激光干涉引力波探测的灵敏度。在过去的四十年, 压缩态光场不仅成功用于突破标准量子极限的引力波探测、位移测量、位相测量等量子精密测量领域, 而且基于单模压缩态制备的双模压缩态和多组份纠缠态也在量子计算、量子通信等量子信息处理中扮演着重要的作用。本文简要介绍了压缩态光场的基本概念、制备、探测方法及其在量子精密测量、量子通信、量子计算中的应用进展。

关键词 量子光学; 压缩态; 纠缠态; 量子精密测量; 量子通信; 量子计算

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.110001

Progress of the Squeezed States of Light and Their Application

Qin Zhongzhong¹, Wang Meihong¹, Ma Rong^{1,2}, Su Xiaolong^{1*}

¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

²College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract In 1981, Professor Caves first proposed the concept of “squeezed state” and indicated that the sensitivity of laser interference gravitational wave detection can be improved using the squeezed states of a light field. For the past forty years, the squeezed states of light have been successfully used in quantum precision measurements such as gravitational wave detection, displacement measurement, and phase measurement that beat the standard quantum limit. Two-mode squeezed and multi-party entangled states prepared based on single-mode squeezed states also play an important role in quantum information processing, such as quantum computation and quantum communication. This review briefly introduces the basic concepts, preparation, and detection methods of the squeezed states of light and their application progress in quantum precision measurement, quantum communication, and quantum computing.

Key words quantum optics; squeezed state; entangled state; quantum precision measurement; quantum communication; quantum computation

1 引言

在量子光学中光场用湮灭算符 \hat{a} 表示。湮灭算

符 \hat{a} 是非厄米的, 不能被测量。光场的正交振幅分量和正交位相分量是厄米算符, 可以被测量。量子化光场 \hat{a} 的正交振幅分量 \hat{X} 和正交位相分量 \hat{P} 分别

收稿日期: 2021-09-01; 修回日期: 2021-11-01; 录用日期: 2021-11-03

基金项目: 国家自然科学基金(11974227, 11834010, 61905135, 62005149)、山西省“1331工程”重点学科建设经费、山西省回国留学人员科研资助项目(2021-003)、山西省应用基础研究项目(201901D211164)

通信作者: *suxl@sxu.edu.cn

定义为 $\hat{X} = \frac{1}{2}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$, $\hat{P} = \frac{1}{2i}(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$, 其中 \hat{a} 与 \hat{a}^\dagger 分别为光场的湮灭与产生算符。

由于海森堡测不准原理(也称海森堡不确定关系)限制,量子化电磁场的正交振幅分量 \hat{X} 与正交位相分量 \hat{P} 存在量子涨落,因此不能被同时准确测量,满足 $V(\hat{X}) \cdot V(\hat{P}) \geq 1/16$ 。其中 $V(\hat{X}) = \langle \hat{X}^2 \rangle - \langle \hat{X} \rangle^2$ 与 $V(\hat{P}) = \langle \hat{P}^2 \rangle - \langle \hat{P} \rangle^2$ 分别表示正交振幅分量 \hat{X} 与正交位相分量 \hat{P} 的噪声起伏, $\langle \hat{X} \rangle$ 表示正交振幅分量 \hat{X} 的平均值。真空态与相干态为最小不确定度态,其噪声起伏满足 $V(\hat{X}) = V(\hat{P}) = 1/4$ 。需要特别指出的是,真空态的平均光子数为 0,然而其正交振幅分量 \hat{X} 与正交位相分量 \hat{P} 仍然存在量子涨落,其噪声被称为标准量子极限(SQL)或散粒噪声极限(SNL)。相干态的量子涨落与真空态相同,为经典光场所能达到的最低极限,因此相干态是最接近经典态的量子态。在精密测量中各种经典噪声都可以利用相应技术手段消去,唯有量子噪声是限制精密测量灵敏度与信噪比的最终因素。

Caves^[1]于 1981 年提出“压缩态”的概念,并指出利用压缩态光场可以提高激光干涉引力波探测的灵敏度。单模压缩态光场是指光场的一个正交分量噪声被压缩,可以低于标准量子极限,例如 $V(\hat{X}) < \text{SQL}$ 。此时,由于海森堡测不准原理的限制,光场的另一个正交分量噪声 $V(\hat{P}) > \text{SQL}$ 。另一种重要的压缩态为双模压缩态(也称连续变量 Einstein-Podolsky-Rosen 纠缠态,简称 EPR 纠缠态),其两个光场模式正交分量之间存在纠缠,因此两个光场的正交振幅分量之差与正交位相分量之和的噪声起伏均低于相应的标准量子极限 $V(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 + \hat{P}_2) < \text{SQL}$,或正交振幅分量之和与正交位相分量之差的噪声起伏均低于相应的标准量子极限 $V(\hat{X}_1 + \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 - \hat{P}_2) < \text{SQL}$ 。

1985 年,Slusher 等^[2]利用原子系综中的四波混频过程首次制备了 0.3 dB 的双模压缩态。1986 年,美国加州理工学院 Kimble 教授课题组首次利用非线性晶体的参量下转换过程制备了单模压缩态,压缩度达到 3 dB^[3]。1992 年, Kimble 教授课题组利用非简并光学参量放大器实验制备了双模压缩态^[4]。1992 年,山西大学光电研究所彭堃堃教授

课题组首次在国内成功制备了单模压缩态,并于 1999 年成功制备了连续变量 EPR 纠缠态^[5-6]。基于实验制备的压缩态光场和纠缠态光场,先后实验完成了连续变量量子信息领域一系列重要工作,包括量子隐形传态^[7]、量子纠缠交换^[8]、量子密集编码^[9]、量子逻辑门序列^[10]、长距离连续变量量子隐形传态^[11]等代表性工作。为了实现高精度量子精密测量、高保真度量子计算以及长距离量子通信,单模压缩态和双模压缩态的压缩度是至关重要的指标。随着非线性晶体加工、光学元件镀膜以及高量子效率光电探测工艺的发展,压缩态光场的压缩度也在不断提高。目前,德国汉诺威大学 Schnabel 教授课题组获得了最高 15 dB 的单模压缩态^[12],山西大学郑耀辉教授课题组通过将两个单模压缩态在光学分束器合束的方法获得了最高 10.7 dB 的双模压缩态^[13]。

量子信息自 20 世纪 90 年代兴起并迅猛发展,目前中国、日本、欧美等国家和地区都在进行量子信息领域的布局,希望抢占量子信息领域的制高点。谷歌、微软、IBM 等科技巨头先后投入巨资发展量子科技。量子信息利用光场、原子、超导、离子等体系的量子叠加和纠缠特性实现量子信息的传输与处理,在提高运算速度、增大信息容量、确保信息安全和实现精密测量等方面具有经典体系无法比拟的优势。光具有传播速度快、与环境耦合弱的优势,已成为量子信息传输的理想载体。量子信息科学根据所利用的量子系统的本征态具有分离谱或是连续谱结构而划分为分离变量与连续变量两类^[14-18]。量子系统的本征态具有分离取值的,如光子或光场的偏振、轨道角动量等自由度是分离变量。量子系统的本征态具有连续取值的,如简谐振子的位置与动量、光场的正交振幅分量与正交位相分量等是连续变量。需要特别指出的是,此处的分离与连续指的是相应自由度本征态的取值,而不是指光场在时域上是脉冲光或是连续光。例如,单光子也有正交振幅分量与正交位相分量的连续变量自由度,而一束连续的激光也有偏振、轨道角动量等分离变量自由度。一方面,光子的偏振纠缠等分离变量纠缠体系具有最大纠缠度、对损耗不敏感等优势。另一方面,以光场正交振幅分量与正交位相分量作为量子变量的连续变量纠缠体系具有确定性产生、高效率量子探测、与经典通信系统兼容性好等优势^[14-18]。基于压缩态光场的量子信息处理为

连续变量量子信息处理,因此本文主要介绍连续变量量子信息处理的研究进展。

多组份纠缠态是构建量子网络、实现远距离量子通信的重要资源。多组份纠缠态制备向着实现更多组份、更多自由度同时纠缠以及光量子芯片集成等方向发展。例如,将八个单模压缩态在光学分束器网络上合束可以产生空间分离的连续变量八组份纠缠态^[19],利用波长复用^[20]、轨道角动量复用^[21]等方式可以产生几十个连续变量纠缠模式,而利用时域复用技术已经制备了上百万个连续变量纠缠模式^[22]。近年来,集成光量子芯片领域发展迅速,目前已经有实验演示可以在厘米尺寸的芯片上产生几十对双模压缩态^[23]。以实验制备的压缩态和多组份纠缠态作为量子资源,目前已经实验实现了构建局域量子网络^[20, 24-26]、连续变量量子计算^[10, 27-28]、量子纠错^[29-30]等许多重要的量子信息研究工作。

2 压缩态光场简介

2.1 压缩态光场性质

根据光的量子理论,量子化电磁场的哈密顿量与简谐振子的哈密顿量是同构的,因此我们可以通过考虑简谐振子的运动来理解压缩的基本思想。简谐振子的位置与动量分别对应于光场的正交振幅分量与正交位相分量。简谐振子的位置与动量不能够被同时准确测量,同样光场的正交振幅分量与正交位相分量也不能够被同时准确测量,满足海森堡测不准原理 $V(\hat{X}) \cdot V(\hat{P}) \geq 1/16$ 。真空态经过压缩算符 $\hat{S}(\zeta) = \exp[(\zeta \hat{a}^2 - \zeta^* \hat{a}^{\dagger 2})/2]$ 作用可以得到压缩真空态, $\zeta = r \exp(i\phi)$ 为压缩参量。相干态经过压缩算符作用可以得到压缩相干态。

Wigner 函数是光场量子态在相空间的准几率分布函数,压缩态的性质通过 Wigner 函数更容易理解。图 1(a)和图 1(b)分别展示了真空态与相干态

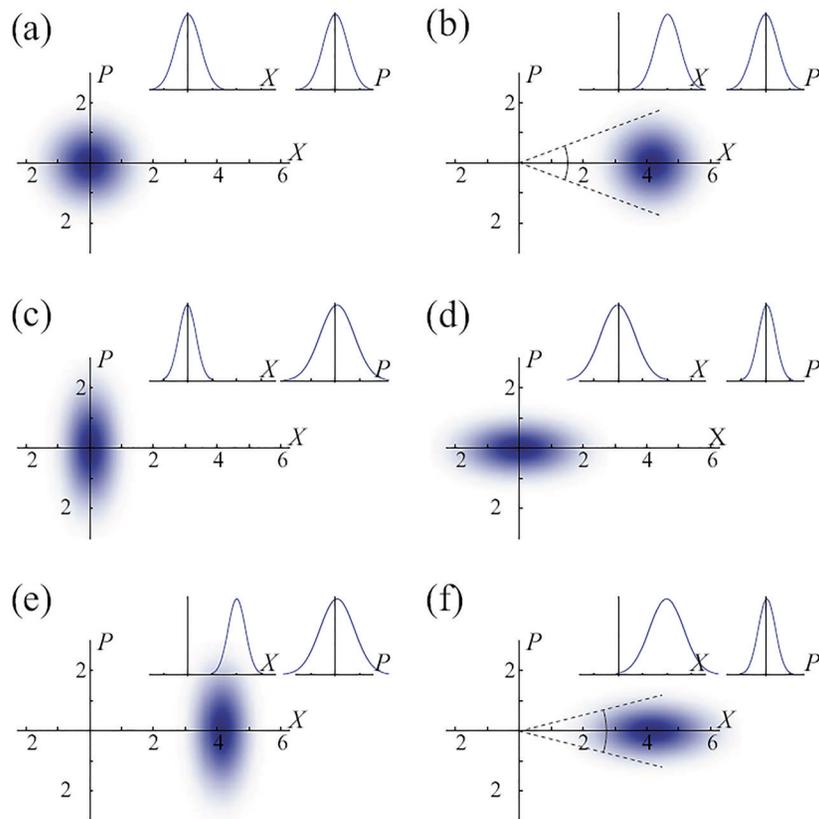


图 1 量子态的 Wigner 函数。(a)真空态;(b)相干态;(c)(d)正交振幅分量压缩与正交位相分量压缩的压缩真空态;(e)(f)正交振幅分量压缩与正交位相分量压缩的压缩相干态(插图:Wigner 函数相应的正交振幅分量与正交位相分量边缘分布)^[31]

Fig. 1 Wigner functions of quantum states. (a) Vacuum state; (b) coherent state; (c) (d) amplitude quadrature and phase quadrature squeezed vacuum states; (e) (f) amplitude quadrature and phase quadrature squeezed coherent states (insets: corresponding edge distribution of quadrature amplitude and quadrature phase components of Wigner function)^[31]

的 Wigner 函数及其正交分量的边缘分布。可以看出,这两种量子态的正交振幅分量与正交位相分量具有相同的不确定度,即 $V(\hat{X}_{|0\rangle})=V(\hat{P}_{|0\rangle})=V(\hat{X}_{|\alpha\rangle})=V(\hat{P}_{|\alpha\rangle})$,此处下标 $|0\rangle$ 与 $|\alpha\rangle$ 分别代表真空态与相干态。从 Wigner 函数可以看出,相干态是通过将真空态在相空间平移得到的,因此它们具有完全相同的不确定度也就不难理解了。图 1(c) 和图 1(d) 分别展示了正交振幅分量压缩真空态和正交位相分量压缩真空态的 Wigner 函数。当将这些压缩态的 Wigner 函数与真空态的 Wigner 函数进行比较时,可以看到某一个正交分量的噪声被压缩,而另一个正交分量的噪声被放大。图 1(e) 和图 1(f) 为压缩相干态,与压缩真空态相比它的 Wigner 函数从相空间原点发生了一段位移^[31]。

单模压缩真空态的光子数分布为

$$|\zeta\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_{m=0}^{\infty} (-\tanh r)^m \frac{\sqrt{(2m)!}}{2^m m!} |2m\rangle. \quad (1)$$

从式(1)可以看出,单模压缩真空态仅包含偶数项光子数。这从压缩算符 $\hat{S}(\zeta) = \exp[(\zeta \hat{a}^2 - \zeta^* \hat{a}^{\dagger 2})/2]$ 的形式不难理解,产生算符和湮灭算符只成对出现。在简并光学参量放大器中,由于能量守恒一个泵浦光子只能分裂成两个具有它一半能量的光子。当 $r \ll 1$ 时,式(1)可以写为 $|\zeta\rangle = |0\rangle - (r/\sqrt{2})|2\rangle + O(r^2)$ 。可以看出,尽管真空态的平均光子数为 0,而压缩真空态的平均光子数大于 0。单模压缩态光场的光子统计特性也被广泛研究^[32]。

双模压缩态(TMSS),也称连续变量 EPR 纠缠态,其两个子系统正交分量具有非局域量子关联。双模压缩态可以通过将双模压缩算符 $\hat{S}(\zeta) = \exp[(\zeta \hat{a}_1 \hat{a}_2 - \zeta^* \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger)/2]$ 作用于双模真空态 $|0\rangle_1 \otimes |0\rangle_2$ 获得,其中下标 1, 2 分别代表两个模式。由此可见,双模压缩态需要利用非简并光学参量放大器来产生,即需要两个下转换的模式至少有一个自由度不同。

图 2 为双模量子态在位置基矢与动量基矢的波函数。如图 2(a) 所示,双模真空态 $|0\rangle_1 \otimes |0\rangle_2$ 两个模式正交分量之间没有关联,其波函数为对称的高斯函数,满足 $V(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) = V(\hat{X}_1 + \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 - \hat{P}_2) = V(\hat{P}_1 + \hat{P}_2) = \text{SQL}$ 。需要指出的是,双模真空态的标准量子极限是单模真空态标准

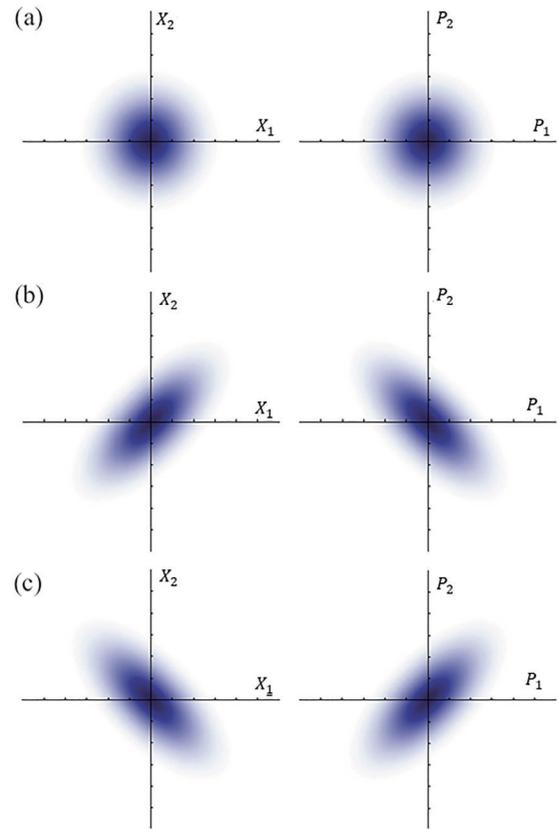


图 2 双模量子态在位置基矢(左侧)与动量基矢(右侧)的波函数。(a) 无关联的双模真空态;(b) 正交振幅分量正关联、正交位相分量反关联的双模压缩态;(c) 正交振幅分量反关联、正交位相分量正关联的双模压缩态^[31]

Fig. 2 Wavefunctions of two-mode states in the position (left) and momentum (right) bases. (a) Two-mode vacuum state is uncorrelated in both bases; (b) two-mode squeezed state with amplitude quadrature correlated, and phase quadrature observables anticorrelated; (c) two-mode squeezed state with amplitude quadrature anticorrelated, and phase quadrature correlated^[31]

量子极限的两倍。图 2(b) 与图 2(c) 分别为两种类型的双模压缩态。图 2(b) 代表正交振幅分量正关联、正交位相分量反关联的双模压缩态 $V(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 + \hat{P}_2) < \text{SQL}$, 相应地 $V(\hat{X}_1 + \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 - \hat{P}_2) > \text{SQL}$ 。图 2(c) 代表正交振幅分量反关联、正交位相分量正关联的双模压缩态 $V(\hat{X}_1 + \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 - \hat{P}_2) < \text{SQL}$, 相应地 $V(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) = V(\hat{P}_1 + \hat{P}_2) > \text{SQL}$ 。双模压缩态的单个模式为热态,其噪声高于标准量子极限,而其关联正交分量之差(或之和)低于标准量子极限。

双模压缩态的光子数分布为

$$|N_{\text{TMS}}\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\cosh r} \tanh^n r |nn\rangle, \quad (2)$$

式中: $|nn\rangle$ 即 $|n\rangle_1 \otimes |n\rangle_2$, 代表 1, 2 两个模式的光子数都是 n 。与上述单模压缩态情况类似, 由于能量守恒非简并光学参量振荡产生光子对总是同时产生的 (即单光子对 $|1\rangle_1 \otimes |1\rangle_2$ 、双光子对 $|2\rangle_1 \otimes |2\rangle_2$ 等), 因此在不考虑损耗的理想情况下 1, 2 两个模式具有相同的光子数。

2.2 压缩态光场的产生

最常见的产生压缩态的方法是通过非线性光波混合过程实现的, 在这个过程中成对的光子被发射成简并 (单模压缩) 或非简并 (双模压缩) 模式。一种方法是自发参量下转换, 即由于二阶非线性光学效应, 泵浦光与压缩真空中的两个光子发生三波混频。另一种方法是四波混频, 这是一种三阶非线性过程, 其中两个强光与非线性介质相互作用, 产

生一对光子。下面将简要介绍这两个过程, 以及利用集成光量子芯片制备压缩态光场的进展。

1) 光学参量放大器

自发参量下转换 (SPDC) 是一种非线性光学过程, 在此过程中, 飞秒或皮秒线宽的强泵浦光单次穿过一块二阶非线性晶体, 泵浦光中的一个光子可以分裂成两个能量较低的光子。产生光子的频率、波矢和偏振由相位匹配条件决定。如果产生的两个光子是简并的, 即其频率、方向和偏振等所有自由度都是不可区分的, 则产生单模压缩态。如果产生的两个光子是非简并的, 即上述自由度中至少有一个是可区分的, 则产生双模压缩态。

通常连续泵浦光单次穿过非线性晶体的非线性系数很低, 因此将非线性晶体置于光学腔中用来增强非线性相互作用, 称为光学参量放大器。图 3 分别为简并光学参量放大器和偏振非简并光学参量放大器。

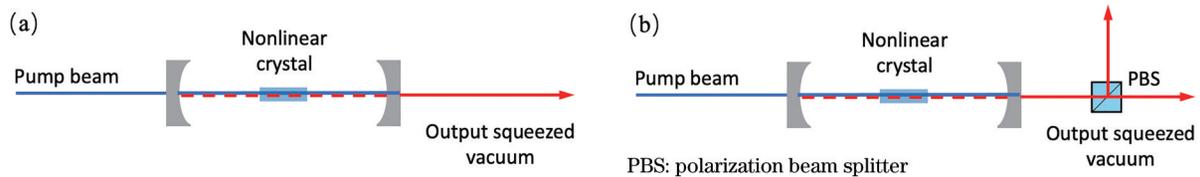


图 3 光学参量放大器。(a) 简并光学参量放大器; (b) 偏振非简并光学参量放大器

Fig. 3 Optical parametric amplifier. (a) Degenerate optical parametric amplifier; (b) polarization non-degenerate optical parametric amplifier

2) 四波混频过程

原子系综在饱和光强激发时开始表现出非线性光学效应, 因此强泵浦光与原子系综的相互作用本质上也是一个非线性过程^[31]。在早期的量子光学实验中, 原子系综被认为是制备压缩态光场的理想介质之一。1985年, Slusher等^[2]就是通过钠原子蒸汽中的四波混频过程首次观察到压缩态光场, 然而由于原子系综中自发辐射噪声较高, 导致获得的压缩度很低。

2008年, 美国国家标准技术局的 Lett 教授课题组利用基于铷原子系综中双 Λ 型能级结构的四波混频过程制备了双模压缩态^[33], 随后将其推广至简并四波混频过程制备了单模压缩态^[34]。四波混频过程对应的光束结构和能级如图 4 所示。与利用二阶非线性效应的自发参量下转换不同的是, 四波混频过程利用的是原子系综的三阶非线性效应。在四波混频过程中, 两个泵浦光子转换为两个信号光子, 该过程满足能量守恒与动量守恒。基于双 Λ 型

能级结构的四波混频过程巧妙地利用了远失谐的泵浦光和基态原子相干性, 因此有效地抑制了自发辐射的影响, 从而获得了高压缩度。目前, 利用碱金属原子系综中四波混频过程获得的最高强度差压缩为 10 dB^[35], 连续变量 EPR 纠缠的关联度为 6.8 dB^[36]。

3) 集成光量子芯片

随着量子光学与量子信息领域的迅猛发展, 制备多组份纠缠态的实验系统变得越来越复杂与庞大。将复杂的多组份纠缠态产生与操控实验系统集成到光学芯片上成为量子信息领域的发展趋势。目前, 集成光量子芯片可以用于产生纠缠光子对并实现双光子干涉、可控非门等功能^[37], 并扩展至实现多光子纠缠^[38]。基于超表面的多光子纠缠态制备与操控也取得了快速发展^[39]。

在连续变量领域, 集成光量子芯片同样发展迅速。压缩态光场对损耗较敏感, 因此对光量子芯片的耦合效率和传输效率有较高要求。随着微纳加

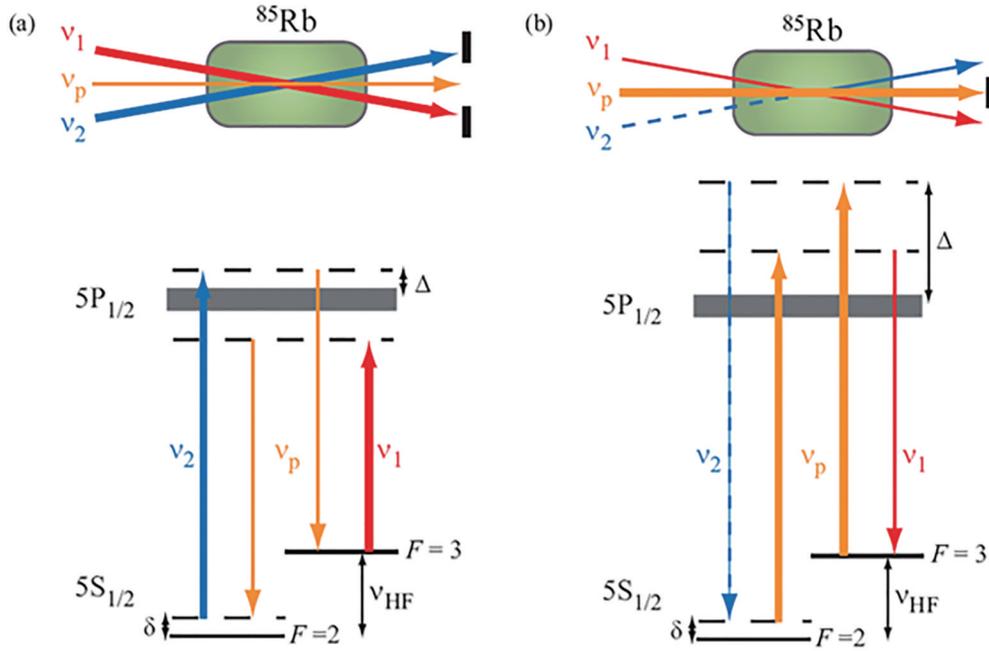


图 4 原子系综中的四波混频过程。(a) 简并情况下得到单模压缩态; (b) 非简并情况下得到双模压缩态^[34]
 Fig. 4 Four-wave mixing process in atomic ensemble. (a) Single-mode squeezed state generated from degenerate case; (b) two-mode squeezed state generated from non-degenerate case^[34]

工工艺的提升,近年来光量子芯片的耦合效率和传输效率都有显著提升,为高效率制备与操控压缩态光场提供了可能^[40]。2015年,日本东京大学Furusawa教授课题组将光学分束器集成到光学芯片上,首次实现了片上产生连续变量EPR纠缠态^[41]。2021年,美国弗吉尼亚大学Yi课题组利用光学微盘腔的频率非简并模式制备了20对双模压缩态^[23]。最近,加拿大初创量子公司Xanadu的研究人员利用两个相邻的光学微盘腔结构将光量子集成芯片上产生单模压缩态的压缩度提高至8 dB^[42]。

2.3 压缩态光场的探测

2.3.1 平衡零拍探测

量子光学实验中可以测量光场量子态正交分量值的探测方法称为平衡零拍探测(BHD)。它是由Yuen与Chan^[43]提出,并随后被Abbas等^[44]实现的。其基本原理如图5所示,一束待测信号光场与一束同频的强本振光(LO)在50/50光学分束器合束,分束器之后的两束光分别进入两个相同的光电探测器,随后两个输出的光电流信号经减法器相减。本振光经过的反射镜上固定有压电陶瓷,可以

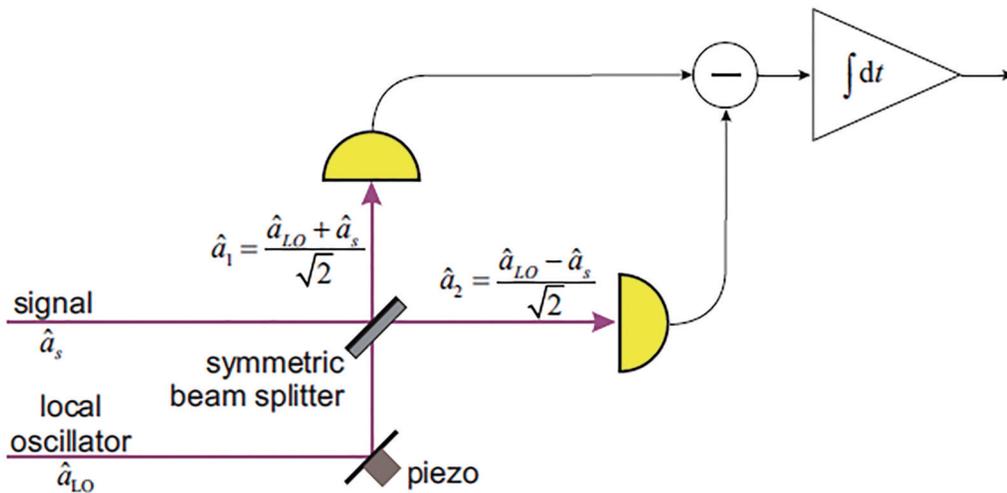


图 5 平衡零拍探测的原理^[31]
 Fig. 5 Principle of balanced homodyne detection^[31]

用来调节信号光与本振光之间的相位差 θ 。若用 $\hat{a}_s(t)$ 表示信号光湮灭算符, $\hat{a}_{L0}(t)$ 表示本振光湮灭算符, 则分束器之后两端的算符为 $\hat{a}_{1,2}(t) =$

$\frac{\hat{a}_{L0}(t)\exp(i\theta) \pm \hat{a}_s(t)}{\sqrt{2}}$ 。若用 g 代表探测器增益, 则减法器之后的光电流信号为

$$i_-(t) = g[\hat{a}_1^\dagger(t)\hat{a}_1(t) - \hat{a}_2^\dagger(t)\hat{a}_2(t)] = g|\alpha_{L0}|[\hat{a}(t)\exp(-i\theta) + \hat{a}^\dagger(t)\exp(i\theta)] = \sqrt{2}g|\alpha_{L0}|\hat{X}_\theta(t), \quad (3)$$

式中: $\hat{X}_\theta = \hat{X}\cos\theta + \hat{P}\sin\theta = [\hat{a}\exp(-i\theta) + \hat{a}^\dagger\exp(i\theta)]/2$ 。式(3)表明, 平衡零拍探测器输出的光电流信号正比于信号光场的正交分量值。

平衡零拍探测具有以下几个优势: 1) 信号光的正交分量值被放大很多倍, 足以被示波器或频谱仪探测。这使得平衡零拍探测可以用来探测很弱的光场, 甚至是单光子水平的光场。2) 平衡零拍探测器的效率仅仅受到所用光电探测器量子效率的限制, 目前最高可以达到 99% 以上。3) 使用 50/50 光学分束器可以将本振光所包含的技术噪声消去, 不会对实验结果造成影响。平衡零拍探测中除了需要保证本振光与信号光频率相同外, 还需要保证本振光与信号光的时间空间模式相匹配。任何模式不匹配都会导致信号的损失与真空的引入。本振光与信号光的模式匹配程度可以由两者的干涉条纹对比度来定量描述, 其定义为 $\mathcal{V} = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ 。用 T_{tran} 来代表信号光的光学传输效率, η 来代表平衡零拍探测器的量子效率, 则平衡零拍探测的总效率 $T_{\text{BHD}} = T_{\text{tran}} \cdot \mathcal{V}^2 \cdot \eta$ ^[45]。平衡零拍探测中同样需要尽量提高本振光功率, 使平衡零拍探测器运转于近饱和状态, 这样可以减小平衡零拍探测器电子学噪声的影响。

2.3.2 量子层析

量子层析是一种利用量子态在不同正交分量值下的几率分布 $Pr(X_\theta)$ 重构量子态在光子数基矢的密度矩阵与 Wigner 函数的技术^[46]。由于密度矩阵包含了一个量子态的所有信息, 因此这种方法可以实现对量子态的完整刻画。量子层析最初是在 1989 年被提出的^[47], 随后人们利用这种方法先后在实验上获得了单模压缩态^[48]和双模压缩态^[49]的 Wigner 函数。由于量子系统很脆弱, 经过探测之后就会被破坏, 因此为了获得量子态在不同正交分量值下的几率分布就需要制备很多份全同的量子态。量子层析的基本过程是首先在不同正交相位角 θ 下测量未知量子态的正交分量值, 然后对其进行统计求得 X_θ 对应的正交分量几率 $Pr(X_\theta)$, 之后用最大似然估计算法推断出最有可能满足这一系列正交分量几率分布的量子态的密度矩阵与 Wigner

函数^[46]。

3 检验量子物理基本原理

单模压缩态和双模压缩态作为量子资源可以用于检验量子物理基本原理。例如, 通过对单模压缩态进行减光子操作制备的光学薛定谔猫态可以用于检测量子世界与经典世界的边界^[50-51], 双模压缩态可以用于检测量子导引^[52]、贝尔非定域性^[53]等。此处介绍本课题组利用连续变量 EPR 纠缠态验证不确定关系的工作^[54]。

不确定关系是量子力学最重要的基本原理之一。自量子力学发展以来, 不确定关系主要可以分为两种类型, 一种是制备型不确定关系, 另一种是测量型不确定关系。制备型不确定关系反映了量子态和可观测量本身属性的不确定关系, 这种不确定关系是始终成立的。测量型不确定关系描述的是两个非对易的观测量, 对其中一个观测量测量的误差与因为对这个观测量的测量而导致的对另一个观测量的扰动之间的约束关系。测量型不确定关系也称误差扰动不确定关系。一般表示为 $\epsilon(A)\eta(B) \geq C_{AB}$, 其中 $C_{AB} = |\langle [A, B] \rangle|/2$, $\epsilon(A)$ 和 $\eta(B)$ 分别表示对观测量 A 的测量误差和测量 A 时导致的对观测量 B 的扰动。在联合测量装置中, 可以选择同时测量一对对易的观测量, 其测量结果用来近似一对非对易的观测量, 而这种近似测量总是伴随着偏差。这时对两个非对易观测量的测量不存在先后顺序, 因此无扰动之说, 但是对两个非对易观测量测量结果的误差要满足权衡关系 $\epsilon(A)\eta(B) \geq C_{AB}$, 因此也叫作误差权衡不确定关系。误差扰动不确定关系与误差权衡不确定关系本质上是等价的。

2003 年, Ozawa^[55-56]对基于测量的误差和扰动给出了定义, 并提出新型误差扰动不确定关系。随后, Branciard^[57]在 Ozawa 教授对误差和扰动定义的基础上, 给出了另一种形式的基于测量的不确定关系。Branciard 不确定关系比 Ozawa 不确定关系下界更紧致。

本课题组基于连续变量 EPR 纠缠态光场实验

验证了误差权衡不确定关系^[54, 58], 其原理与实验装置示意图如图 6 所示。EPR 纠缠态光场的一束 ρ 作为信号场, 其正交振幅分量和正交位相分量作为待观测量, 另一束 ρ_M 作为探针场。分别验证了非对易

观测量中的一个观测量误差为零的情况、非零误差的情况以及混合态情况的误差扰动不确定关系。实验结果表明, 海森堡误差扰动不确定关系在某些情况下可以被违背, 而 Ozawa 以及 Branciard 的误差扰动不确定关系总是成立的。

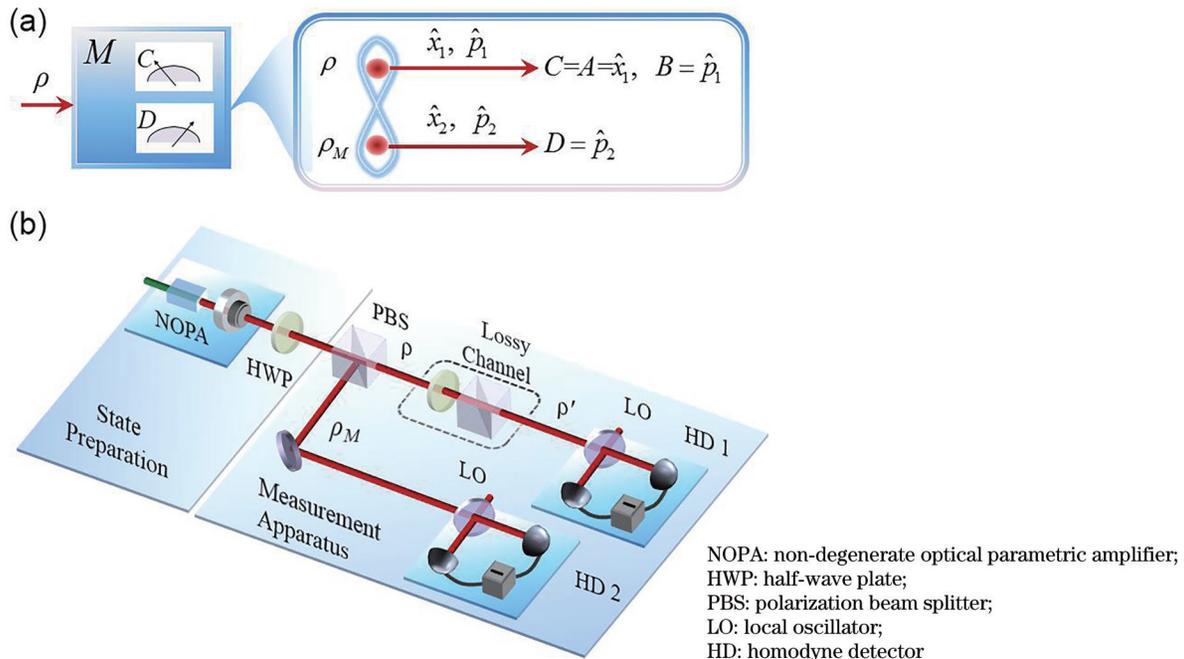


图 6 利用 EPR 纠缠态光场实验验证误差扰动不确定关系原理图和实验装置示意图^[54]

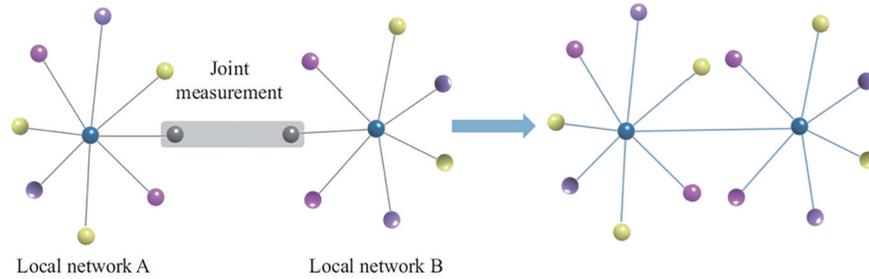
Fig. 6 Principle and schematic of the test principle for error-tradeoff relation by using an EPR entangled state^[54]

4 在量子通信中的应用

量子隐形传态是量子信息处理技术中最重要的协议之一, 是量子中继^[59]、量子门隐形传输^[60]、基于测量的量子计算^[61]以及量子网络^[62]等其他量子信息处理技术的基础。1993年, Bennett等^[63]首次提出适用于二能级量子体系的量子隐形传态方案, 其目的是利用 EPR 纠缠与经典信息通道将一个未知量子态从一个地点发送到另一个地点。具体来说, 发送方与接收方拥有 EPR 纠缠, 发送方将自己的 EPR 粒子与未知量子态进行联合贝尔测量, 并将自己使用的贝尔基通过经典信息通道告知接收方, 那么接收方的 EPR 粒子就会塌缩到未知量子态。1994年, Vaidman^[64]提出了连续变量量子隐形传态的理论方案。1998年, Kimble 教授小组首次实验实现了保真度为 58% 的连续变量量子隐形传态, 超过了保真度为 50% 的经典极限^[7]。

量子纠缠交换是指通过联合贝尔态探测与经典反馈通道, 使两个初始不纠缠而又从未发生过直

接相互作用的光场产生了量子纠缠, 其本质是纠缠态的量子隐形传态。量子纠缠交换是构建量子中继、实现远距离量子通信的核心技术之一。量子纠缠交换最初在分离变量量子体系中被实现^[65], 随后被推广至连续变量量子体系^[8, 66-67]。2009年, 中国科技大学潘建伟教授课题组利用三组双光子纠缠的量子纠缠交换实现了分离变量 Greenberger-Horne-Zeilinger (简称 GHZ) 态^[68]。然而, 多组份纠缠态之间的量子隐形传态一直未被实验实现。2016年, 本课题组提出在两个分别包含 m 个和 n 个纠缠模式的多组份纠缠态之间进行量子纠缠交换可以实现 $m+n-2$ 个模式的多组份纠缠, 如图 7 所示。该方法可用于连接两个局域量子网络, 合成一个更大的量子网络^[25]。通过此方法, 可以在两个局域量子网络中的节点之间建立量子纠缠, 为之后进一步发展广域量子通信网络提供技术参考。实验上制备了两个空间分离的连续变量三组份 GHZ 纠缠态, 然后利用量子纠缠交换的技术, 通过联合测量和前馈, 实现了这两个空间分离的多组份纠

图 7 利用量子纠缠交换连接两个局部量子网络的示意图^[25]Fig. 7 Schematic of connecting two local quantum networks by quantum entanglement swapping^[25]

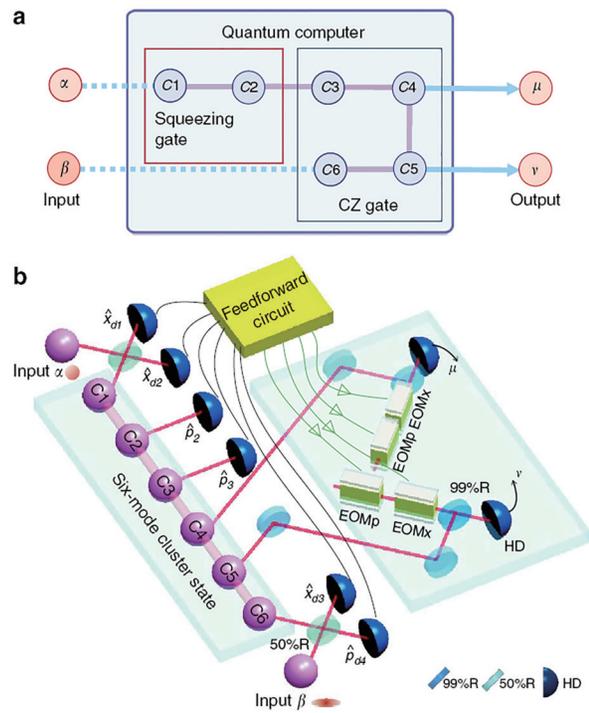
缠态之间的连接,获得连续变量四组份 GHZ 纠缠态。

5 在量子计算中的应用

量子计算在解决大数分解、离散对数计算等难题中具有经典计算无法比拟的优势。最初,量子计算研究主要集中在基于量子比特的分离变量领域^[69]。随着连续变量量子信息处理系统的快速发展,连续变量量子计算也从理论探讨^[70-72]进入实验研究阶段^[15, 73]。任意高斯量子计算可以利用足够多的单模及双模基本逻辑门序列来实现。在此基础上,增加非高斯操作即可实现通用量子计算^[70]。在连续变量领域,cluster 纠缠态是一种具有较高的纠缠保持特性的多组份纠缠态,其相互作用存在于相邻模式之间。利用 cluster 纠缠态作为量子资源可以实现高效的量子计算,其基本逻辑是利用 cluster 态的量子纠缠特性,通过对选定的量子模式的测量和对测量结果的前馈完成不同的逻辑操作^[61, 74]。基于 cluster 纠缠态的量子计算模型本质上是不可逆的,因此它被称为单向量子计算。

本课题组以连续变量六组份 cluster 纠缠态作为量子资源,完成了连续变量量子逻辑门序列的实验验证,它是由一个单模压缩操作和一个双模受控位相门组成的门序列^[10]。图 8 为逻辑门序列的结构示意图和实验装置示意图。这个门序列的输出模式保真度和两个输出模式之间的纠缠度等量子特性在实验上得到了验证,输出模式之间的纠缠度既依赖于压缩门又依赖于受控位相门,因此验证了逻辑门的作用序列。本课题组提出的门序列方案可以扩展至更多逻辑门组合,为更复杂的通用多模高斯逻辑门序列提供了实验基础。最近,本课题组提出了基于连续变量八组份 cluster 纠缠态的拓扑量子纠错方案^[75],推动了连续变量量子计算的研究。

近期,压缩态光场被应用于高斯玻色采样,体

图 8 利用连续变量 cluster 态实现逻辑门序列的结构示意图^[10]Fig. 8 Schematic of the gate sequence based on continuous-variable cluster state^[10]

现了量子计算的优越性^[76]。在此之前,玻色采样利用自发参量下转化和量子点制备的单光子作为输入态^[77-79]。然而,利用自发参量下转化和量子点制备的单光子都是几率性产生的,随着光子数的增加玻色采样的计数率指数下降,因此想进一步扩展玻色采样的规模遇到了瓶颈。2017年,Hamilton等^[80]提出的高斯玻色采样方案利用可以确定性制备的单模压缩态光场作为输入的非经典光源,为扩展玻色采样的规模提供了解决办法。与单光子态相比,压缩态光场的光子数分布本身的多样性进一步增强了高斯玻色采样的量子计算优势。2020年,中国科技大学潘建伟教授、陆朝阳教授课题组利用压缩

态光场构建了“九章”量子计算系统,包含 50 个单模压缩态,输入一个 100 个入口、100 个出口。近期,他们实现的“九章 2.0”将干涉仪规模从之前的 100 个模式提升到了 144 个模式^[81]。2021 年,加拿大 Xanadu 公司的研究人员实现了集成光量子芯片上的高斯玻色采样^[82]。

6 在量子精密测量中的应用

正如引言中所介绍,压缩态光场的首次提出就是为了用于提高精密测量的灵敏度与信噪比。此部分主要介绍压缩态光场在量子精密测量中的两个应用,包括正交位相分量压缩态光场用于提高激光干涉引力波探测的灵敏度,以及正交振幅分量压缩态光场用于实现量子增强的显微成像。

6.1 压缩态在引力波探测中的应用

引力波是由遥远黑洞、中子星等天体合并引起的时空涟漪,并通过波的形式从辐射源向外传播。引力波最初是由爱因斯坦根据广义相对论提出的,然而其实验验证却是当代物理领域最具有挑战的工作之一,因为即使最强的引力波到达地球后引起的物体形变也仅为其长度的 $1/10^{20}$ 量级。20 世纪 70 年代,美国加州理工学院和麻省理工学院的科学家开始利用臂长为几十米的光学迈克耳孙干涉仪搭建引力波探测的原型机。20 世纪 90 年代,美国开始在相距 3000 km 的华盛顿州和路易斯安那州同时建设两台臂长达到 4 km 的 L 型激光干涉引力波探测器(LIGO)^[83-84],之后并不断对其进行升级。直到 2015 年 9 月,LIGO 首次探测到了引力波信号。此外,意大利 VIRGO^[85]、德国的 GEO600^[86] 是已经建成的臂长达到千米量级的引力波探测器,日本、印度也正在建设千米量级臂长的引力波探测器。激光干涉引力波探测器极大地促进了天文学、广义相对论等领域的研究,并获得了 2017 年诺贝尔物理学奖。

LIGO 的基本模型为光学迈克耳孙干涉仪,引力波引起干涉仪其中一臂长度增加,另一臂长度减小,因此对应干涉仪输出的功率发生相应变化^[87]。LIGO 中使用了高真空度、多级隔振、功率循环腔、光学锁定等技术来提高其灵敏度。为了提高灵敏度,LIGO 所使用的激光功率达到上百瓦(对应干涉仪内部功率上百千瓦)。如果进一步提高激光功率将导致激光在干涉仪腔镜的辐射压力增加,引入额外的噪声。在将各种经典噪声降低至最低之后,激

光器的位相噪声成为限制激光干涉引力波探测的最终因素。如图 9 所示,通过将正交位相分量压缩

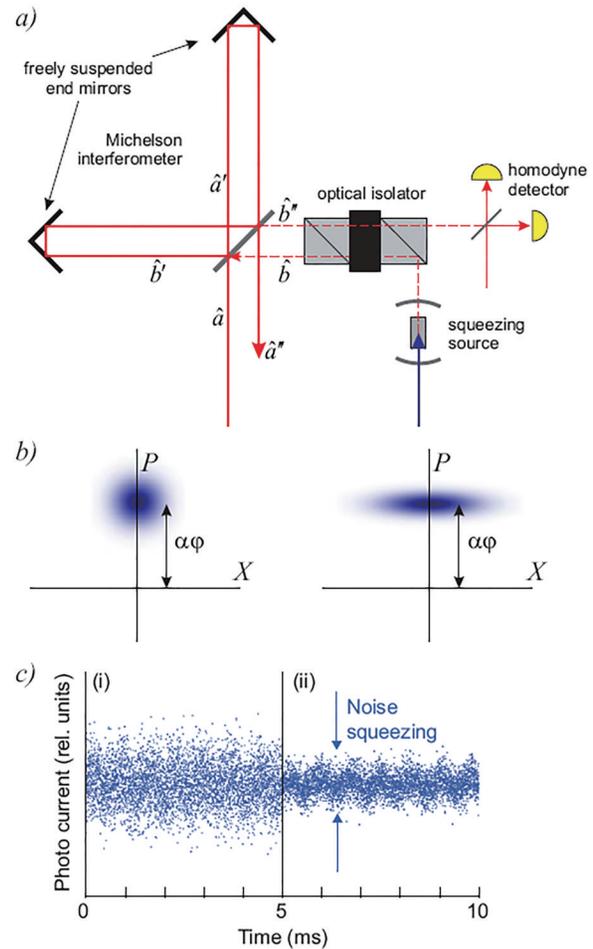


图 9 利用正交位相分量压缩态光场提高激光干涉引力波探测灵敏度的示意图。(a)实验装置示意图;(b)相干态与压缩相干态的 Wigner 函数在相空间的投影;(c)相干态与压缩相干态的光电流噪声^[31]

Fig. 9 Schematic of using amplitude-squeezed state of light to enhance the sensitivity of LIGO. (a) Schematic of experimental setup; (b) Wigner function projections of coherent state and squeezed coherent state in phase space; (c) photocurrents of coherent state and squeezed coherent state^[31]

态光场注入激光干涉引力波探测器的暗端口,其灵敏度可以进一步提高。在目前升级的 LIGO (Advanced LIGO) 中,正交位相分量压缩态光场已经被用于提高其探测灵敏度^[83-86]。

6.2 量子增强的显微成像

量子增强的显微成像在生物成像等方面具有广泛的应用前景。2008 年,美国哈佛大学谢晓亮教授课题组利用受激拉曼散射技术发明了免荧光标

记的生物学显微成像技术^[88]。受激拉曼散射显微是一种无损伤、免标记的光学成像方法,可以检测原子间化学键的变化。利用高重复频率皮秒激光器和激光扫描共聚焦显微镜可以在一秒之内对生物样品多次成像,从而实现活细胞新陈代谢的实时监控研究,为肿瘤、癌症等方面的研究提供了有力的工具,因此被世界各地各研究组广泛采用。例如,2015年谢晓亮教授课题组将受激拉曼散射成像应用于检测人类脑肿瘤浸润^[89]。2016年,美国哈佛医学院 Agar 教授课题组利用受激拉曼散射成像进行了神经外科病理学研究^[90]。

利用免标记的受激拉曼散射显微成像进行病理研究正处于蓬勃发展阶段,然而其灵敏度受限于所用探针光的标准量子极限。利用正交振幅分量压缩态光场将激光显微成像的灵敏度进一步提

高将为生命科学提供有力的工具。最近,国外多个课题组刚刚开始开展这方面的研究工作。2020年,丹麦科技大学 Andersen 教授课题组展示了利用连续波压缩态光场可以将受激拉曼散射显微的信噪比提高 3 dB^[91]。英国牛津大学 Walmsley 教授课题组展示了利用飞秒脉冲压缩态光场可以将受激拉曼散射显微的信噪比提高 0.4 dB^[92]。澳大利亚昆士兰大学 Bowen 教授课题组实验证明了在使用相干光功率达到生物细胞损伤阈值功率时,利用相干光可以获得最高信噪比和灵敏度(图 10)^[93]。此时利用皮秒脉冲正交振幅分量压缩态光场代替所使用的相干光,可以将受激拉曼散射的信噪比提高 1 dB,并对酵母细胞进行了量子增强的显微成像。

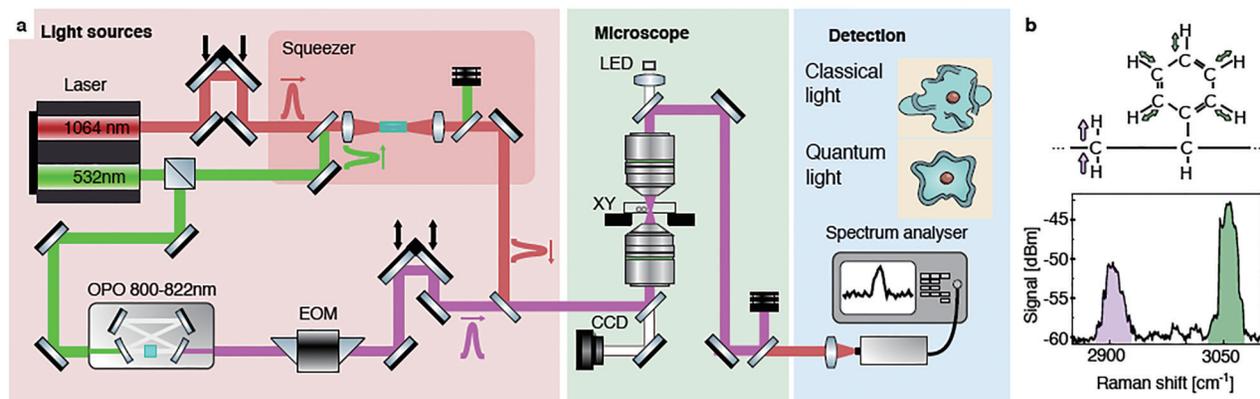


图 10 量子增强的受激拉曼散射显微示意图。(a)实验装置示意图;(b)不同分子结构对应不同的振动谱^[93]

Fig. 10 Schematic of quantum-enhanced stimulated Raman scattering microscopy. (a) Schematic of experimental setup; (b) vibration spectra of different molecules^[93]

7 结束语

压缩态光场是验证量子物理基本原理、进行量子信息处理的重要量子资源。本文简要介绍了压缩态光场的基本性质、产生与探测方法,以及其在检验量子物理基本原理、量子通信、量子计算和量子精密测量中的应用进展。

随着量子光学与量子信息领域的快速发展,压缩态光场发挥着越来越重要的作用。在连续变量量子通信领域,基于更高压缩度的纠缠态光场可以实现更远距离的量子隐形传态,并用于构建城域量子网络。在量子计算领域,利用时域、空间、频率等自由度复用技术制备连续变量多组份纠缠态光场,可以实现兼具量子纠错功能、可扩展性的通用量子计算的目标。在量子精密测量领域,利用压缩态光

场实现量子增强的免标记受激拉曼散射显微将成为量子精密测量和生物检测两个领域的重要突破,进一步推动压缩态光场的应用。

参 考 文 献

- [1] Caves C M. Quantum-mechanical noise in an interferometer[J]. *Physical Review D*, 1981, 23(8): 1693-1708.
- [2] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, et al. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(22): 2409-2412.
- [3] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, et al. Generation of squeezed states by parametric down conversion[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(20): 2520-2523.
- [4] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble H J, et al. Realization

- of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(25): 3663-3666.
- [5] Zhang Y, Su H, Xie C D, et al. Quantum variances and squeezing of output field from NOPA[J]. *Physics Letters A*, 1999, 259(3/4): 171-177.
- [6] Zhang Y, Wang H, Li X Y, et al. Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(2): 023813.
- [7] Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L, et al. Unconditional quantum teleportation[J]. *Science*, 1998, 282(5389): 706-709.
- [8] Jia X J, Su X L, Pan Q, et al. Experimental demonstration of unconditional entanglement swapping for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25): 250503.
- [9] Li X Y, Pan Q, Jing J T, et al. Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(4): 047904.
- [10] Su X L, Hao S H, Deng X W, et al. Gate sequence for continuous variable one-way quantum computation [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2828.
- [11] Huo M R, Qin J L, Cheng J L, et al. Deterministic quantum teleportation through fiber channels[J]. *Science Advances*, 2018, 4(10): eaas9401.
- [12] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, et al. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(11): 110801.
- [13] Wang Y J, Zhang W H, Li R X, et al. Generation of -10.7 dB unbiased entangled states of light[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(13): 134001.
- [14] Andersen U L, Neergaard-Nielsen J S, van Loock P, et al. Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information[J]. *Nature Physics*, 2015, 11(9): 713-719.
- [15] Braunstein S L, van Loock P. Quantum information with continuous variables[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 513-577.
- [16] Andersen U L, Leuchs G, Silberhorn C. Continuous-variable quantum information processing[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2010, 4(3): 337-354.
- [17] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, et al. Quantum entanglement[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(2): 865-942.
- [18] Hao S H, Deng X W, Liu Y, et al. Quantum computation and error correction based on continuous variable cluster states[J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(6): 060312.
- [19] Su X L, Zhao Y P, Hao S H, et al. Experimental preparation of eight-partite cluster state for photonic qumodes[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5178-5180.
- [20] Roslund J, de Araújo R M, Jiang S F, et al. Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 109-112.
- [21] Wang W, Zhang K, Jing J T. Large-scale quantum network over 66 orbital angular momentum optical modes[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 140501.
- [22] Yoshikawa J I, Yokoyama S, Kaji T, et al. Invited article: generation of one-million-mode continuous-variable cluster state by unlimited time-domain multiplexing[J]. *APL Photonics*, 2016, 1(6): 060801.
- [23] Yang Z J, Jahanbozorgi M, Jeong D, et al. A squeezed quantum microcomb on a chip[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 4781.
- [24] Yonezawa H, Aoki T, Furusawa A. Demonstration of a quantum teleportation network for continuous variables[J]. *Nature*, 2004, 431(7007): 430-433.
- [25] Su X L, Tian C X, Deng X W, et al. Quantum entanglement swapping between two multipartite entangled states[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(24): 240503.
- [26] Su X L, Wang M H, Yan Z H, et al. Quantum network based on non-classical light[J]. *Science China Information Sciences*, 2020, 63(8): 180503.
- [27] Takeda S, Furusawa A. Universal quantum computing with measurement-induced continuous-variable gate sequence in a loop-based architecture[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(12): 120504.
- [28] Larsen M V, Guo X S, Breum C R, et al. Deterministic multi-mode gates on a scalable photonic quantum computing platform[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(9): 1018-1023.
- [29] Aoki T, Takahashi G, Kajiya T, et al. Quantum error correction beyond qubits[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(8): 541-546.
- [30] Hao S H, Su X L, Tian C X, et al. Five-wave-packet quantum error correction based on continuous-variable cluster entanglement[J]. *Scientific Reports*,

- 2015, 5: 15462.
- [31] Lvovsky A I. Squeezed light, photonics: scientific foundations, technology and applications[M]. Singapore: John Wiley & Sons Inc, 2015: 121-163.
- [32] 韩亚帅, 吴道华, 郭文梅. 基于 modified-HBT 干涉仪的压缩态光场光子统计特性的理论和实验研究[J]. 光学学报, 2020, 40(22): 2227001.
Han Y S, Wu D H, Guo W M. Theoretical and experimental studies on photon statistics properties of squeezed light based on modified-HBT interferometer[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(22): 2227001.
- [33] Boyer V, Marino A M, Pooser R C, et al. Entangled images from four-wave mixing[J]. Science, 2008, 321(5888): 544-547.
- [34] Corzo N, Marino A M, Jones K M, et al. Multi-spatial-mode single-beam quadrature squeezed states of light from four-wave mixing in hot rubidium vapor[J]. Optics Express, 2011, 19(22): 21358-21369.
- [35] Liu S S, Lou Y B, Jing J T. Interference-induced quantum squeezing enhancement in a two-beam phase-sensitive amplifier[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(11): 113602.
- [36] Xin J, Qi J, Jing J T. Enhancement of entanglement using cascaded four-wave mixing processes[J]. Optics Letters, 2017, 42(2): 366-369.
- [37] Politi A, Cryan M J, Rarity J G, et al. Silica-on-silicon waveguide quantum circuits[J]. Science, 2008, 320(5876): 646-649.
- [38] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J. Photonic quantum technologies[J]. Nature Photonics, 2009, 3(12): 687-695.
- [39] 陈烈裕, 李占成, 程化, 等. 基于超表面的量子态制备与操控研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823016.
Chen L Y, Li Z C, Cheng H, et al. Progress of metasurface-enabled preparation and manipulation of quantum states[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823016.
- [40] 乔玲玲, 汪旻, 伍荣波, 等. 超低损耗铌酸锂光子学[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823012.
Qiao L L, Wang M, Wu R B, et al. Ultra-low loss lithium niobate photonics[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823012.
- [41] Masada G, Miyata K, Politi A, et al. Continuous-variable entanglement on a chip[J]. Nature Photonics, 2015, 9(5): 316-319.
- [42] Zhang Y, Menotti M, Tan K, et al. Squeezed light from a nanophotonic molecule[J]. Nature Communications, 2021, 12: 2233.
- [43] Yuen H P, Chan V W. Noise in homodyne and heterodyne detection[J]. Optics Letters, 1983, 8(3): 177-179.
- [44] Abbas G L, Chan V W S, Yee T K. Local-oscillator excess-noise suppression for homodyne and heterodyne detection[J]. Optics Letters, 1983, 8(8): 419-421.
- [45] Bachor H A, Ralph T C. A guide to experiments in quantum optics[M]. Singapore: John Wiley & Sons Inc, 2004.
- [46] Lvovsky A I, Raymer M G. Continuous-variable optical quantum-state tomography[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 299-332.
- [47] Vogel K, Risken H. Determination of quasiprobability distributions in terms of probability distributions for the rotated quadrature phase[J]. Physical Review. A, General Physics, 1989, 40(5): 2847-2849.
- [48] Smithey D T, Beck M, Raymer M G, et al. Measurement of the Wigner distribution and the density matrix of a light mode using optical homodyne tomography: application to squeezed states and the vacuum[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(9): 1244-1247.
- [49] Vasilyev M, Choi S K, Kumar P, et al. Tomographic measurement of joint photon statistics of the twin-beam quantum state[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(11): 2354-2357.
- [50] Haroche S. Nobel lecture: controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(3): 1083-1102.
- [51] Arndt M, Hornberger K. Testing the limits of quantum mechanical superpositions[J]. Nature Physics, 2014, 10(4): 271-277.
- [52] Uola R, Costa A C S, Nguyen H C, et al. Quantum steering[J]. Reviews of Modern Physics, 2020, 92: 015001.
- [53] Hensen B, Bernien H, Dréau A E, et al. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres[J]. Nature, 2015, 526(7575): 682-686.
- [54] Liu Y, Ma Z H, Kang H J, et al. Experimental test of error-tradeoff uncertainty relation using a continuous-variable entangled state[J]. Npj Quantum Information, 2019, 5: 68.
- [55] Ozawa M. Universally valid reformulation of the Heisenberg uncertainty principle on noise and disturbance in measurement[J]. Physical Review A,

- 2003, 67(4): 042105.
- [56] Ozawa M. Uncertainty relations for joint measurements of noncommuting observables[J]. *Physics Letters A*, 2004, 320(5/6): 367-374.
- [57] Branciard C. Error-tradeoff and error-disturbance relations for incompatible quantum measurements[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2013, 110(17): 6742-6747.
- [58] Liu Y, Kang H J, Han D M, et al. Experimental test of error-disturbance uncertainty relation with continuous variables[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(11): A56-A60.
- [59] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, et al. Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(26): 5932-5935.
- [60] Gottesman D, Chuang I L. Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations[J]. *Nature*, 1999, 402(6760): 390-393.
- [61] Raussendorf R, Briegel H J. A one-way quantum computer[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(22): 5188-5191.
- [62] Kimble H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [63] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(13): 1895-1899.
- [64] Vaidman L. Teleportation of quantum states[J]. *Physical Review. A, Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 1994, 49(2): 1473-1476.
- [65] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, et al. Experimental entanglement swapping: entangling photons that never interacted[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(18): 3891-3894.
- [66] Tian C X, Han D M, Wang Y, et al. Connecting two Gaussian cluster states by quantum entanglement swapping[J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 29159-29169.
- [67] Takei N, Yonezawa H, Aoki T, et al. High-fidelity teleportation beyond the no-cloning limit and entanglement swapping for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(22): 220502.
- [68] Lu C Y, Yang T, Pan J W. Experimental multiparticle entanglement swapping for quantum networking[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2): 020501.
- [69] Nielsen M A, Chuang I L. *Quantum computation and quantum information: 10th anniversary edition* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [70] Menicucci N C, vanLoock P, Gu M, et al. Universal quantum computation with continuous-variable cluster states[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(11): 110501.
- [71] van Loock P. Examples of Gaussian cluster computation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(2): 340-346.
- [72] Gu M L, Weedbrook C, Menicucci N C, et al. Quantum computing with continuous-variable clusters [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(6): 062318.
- [73] Wang X B, Hiroshima T, Tomita A, et al. Quantum information with Gaussian states[J]. *Physics Reports*, 2007, 448(1/2/3/4): 1-111.
- [74] Walther P, Resch K J, Rudolph T, et al. Experimental one-way quantum computing[J]. *Nature*, 2005, 434(7030): 169-176.
- [75] Hao S H, Wang M H, Wang D, et al. Topological error correction with a Gaussian cluster state[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(5): 052407.
- [76] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons[J]. *Science*, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [77] Spring J B, Metcalf B J, Humphreys P C, et al. Boson sampling on a photonic chip[J]. *Science*, 2013, 339(6121): 798-801.
- [78] Tillmann M, Dakić B, Heilmann R, et al. Experimental boson sampling[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(7): 540-544.
- [79] Wang H, Qin J, Ding X, et al. Boson sampling with 20 input photons and a 60-mode interferometer in a 10^{14} -dimensional Hilbert space[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(25): 250503.
- [80] Hamilton C S, Kruse R, Sansoni L, et al. Gaussian boson sampling[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(17): 170501.
- [81] Zhong H S, Deng Y H, Qin J, et al. Phase-programmable Gaussian boson sampling using stimulated squeezed light[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(18): 180502.
- [82] Arrazola J M, Bergholm V, Brádler K, et al. Quantum circuits with many photons on a programmable nanophotonic chip[J]. *Nature*, 2021, 591(7848): 54-60.
- [83] Aasi J, Abadie J, Abbott B P, et al. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light[J]. *Nature Photonics*,

- 2013, 7(8): 613-619.
- [84] Tse M, Yu H C, Kijbunchoo N, et al. Quantum-enhanced advanced LIGO detectors in the era of gravitational-wave astronomy[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 231107.
- [85] Acernese F, Agathos M, Aiello L, et al. Increasing the astrophysical reach of the advanced virgo detector via the application of squeezed vacuum states of light [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 231108.
- [86] Lough J, Schreiber E, Bergamin F, et al. First demonstration of 6 dB quantum noise reduction in a kilometer scale gravitational wave observatory[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(4): 041102.
- [87] 王运永, 韩森, 钱进, 等. 压缩态光场在激光干涉仪引力波探测器中的应用[J]. *光学仪器*, 2019, 41(4): 85-94.
- Wang Y Y, Han S, Qian J, et al. The application of squeezing light in the laser interferometer based gravitational wave detector[J]. *Optical Instruments*, 2019, 41(4): 85-94.
- [88] Freudiger C W, Min W, Saar B G, et al. Label-free biomedical imaging with high sensitivity by stimulated Raman scattering microscopy[J]. *Science*, 2008, 322(5909): 1857-1861.
- [89] Ji M B, Lewis S, Camelo-Piragua S, et al. Detection of human brain tumor infiltration with quantitative stimulated Raman scattering microscopy [J]. *Science Translational Medicine*, 2015, 7(309): 309ra163.
- [90] Lu F K, Calligaris D, Olubiyi O I, et al. Label-free neurosurgical pathology with stimulated Raman imaging[J]. *Cancer Research*, 2016, 76(12): 3451-3462.
- [91] de Andrade R B, Kerdoncuff H, Berg-Sørensen K, et al. Quantum-enhanced continuous-wave stimulated Raman scattering spectroscopy[J]. *Optica*, 2020, 7(5): 470-475.
- [92] Garces G T, Chrzanowski H M, Daryanoosh S, et al. Quantum-enhanced stimulated emission detection for label-free microscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(2): 024002.
- [93] Casacio C A, Madsen L S, Terrasson A, et al. Quantum-enhanced nonlinear microscopy[J]. *Nature*, 2021, 594(7862): 201-206.